第 52 卷 第 11 期 2003 年 11 月
1000-3290/2003/52(11)/2678-05

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.52,No.11,November,2003

三粒子纠缠 W 态的隐形传态*

郑亦庄[1)2)] 戴玲玉[1)] 郭光灿[2)]

[1)](温州师范学院物理与电子信息科学系,温州 325027)

[2)](中国科学技术大学量子信息重点实验室,合肥 230026)

(2002 年 9 月 18 日收到;2003 年 1 月 23 日收到修改稿)

提出利用三个二粒子纠缠态作为量子信道,实现三粒子纠缠 W 态的隐形传态的方案.首先考察量子信道是最大纠缠态的情形,然后进一步考察量子信道是非最大纠缠态的情形.发现在量子信道为非最大纠缠态时,通过引进一个辅助粒子,并构造一个幺正变换矩阵,即可以一定的概率完成三粒子纠缠 W 态的隐形传态.

关键词:隐形传态,三粒子纠缠,纠缠 W 态,非最大纠缠量子信道

PACC:0365

1. 引 言

自 1993 年 Bennett 等人[1]在题为'经由经典和 EPR 通道传送未知量子态'的开创性文献中提出了隐形传态(teleportation)的方案后,隐形传态已成为量子信息领域最重要的研究对象之一,并得到了一系列很有意义的应用,例如,远程量子计算(telecomputation)[2]、远程量子克隆(telecloning)[3]、量子远程控制(quantum remote control)[4]等.在这些应用中纠缠态起着十分关键的作用,并且被认为是量子信息领域最重要的资源.因此,如何传送一个纠缠态就成了一个很有意义的课题.虽然 Bennett 等人在文献[1]中已指出,量子态的纠缠可以通过其中一个粒子的隐形传态来传递,但由于人们对多粒子纠缠的性质及其度量尚不完全清楚,纠缠态隐形传态的方案大部分是关于二粒子的[5—8],多粒子的方案则只限于 GHZ(Greenberger-Horne-Zeilinger)态[9,10].最近,Dür 等人[11]在研究三粒子纠缠时发现,如果态的转化只通过随机性局域操作和经典通信(SLOCC)来进行,也即转化通过局域操作和经典通信(LOCC)来进行,但不要求每次得到确定的结果,则可将任意的三粒子纠缠态转换为两种基本形式——纠缠 GHZ 态或纠缠 W 态:

$$|\Psi_{\mathrm{GHZ}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|000\rangle + |111\rangle), \tag{1}$$

$$|\Psi_{\mathrm{W}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}(|001\rangle + |010\rangle + |100\rangle). \tag{2}$$

这个发现使任意三粒子纠缠态的隐形传态可简化为纠缠 GHZ 态和纠缠 W 态的隐形传态,于是纠缠 W 态的隐形传态就成为很值得研究的问题.本文提出一个利用三个二粒子纠缠态作为量子信道来传送三粒子纠缠 W 态的方案,并且进一步研究了当量子信道为非最大纠缠态时,三粒子纠缠 W 态的隐形传态的一个方案.

2. 三粒子纠缠 W 态的隐形传态

假设粒子 1,2,3 处于某个未知的纠缠 W 态上,这个态最一般的形式为[12]

$$|\Phi\rangle_{123} = \alpha|001\rangle_{123} + \beta|010\rangle_{123} + \gamma|100\rangle_{123} + \chi|000\rangle_{123}$$
$$(|\alpha|^2 + |\beta|^2 + |\gamma|^2 + |\chi|^2 = 1). \tag{3}$$

发送者(Alice)要把这个未知的三粒子纠缠 W 态传送给远处的接收者(Bob),但粒子 1,2,3 始终要留在 Alice 这里.根据 Bennett 的理论,实现量子隐形传态的先决条件是 Alice 和 Bob 要共享由纠缠态粒子构成的量子信道.假设 Alice 与 Bob 事先建立了三个二

---

* 国家自然科学基金(批准号:19874056)及浙江省自然科学基金(批准号:102068)资助的课题.

粒子最大纠缠通道:

$$|\Phi\rangle_{45}=\frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle_{45}+|11\rangle_{45}),\tag{4}$$

$$|\Phi\rangle_{67}=\frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle_{67}+|11\rangle_{67}),\tag{5}$$

$$|\Phi\rangle_{89}=\frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle_{89}+|11\rangle_{89}),\tag{6}$$

于是要传送的粒子 1,2,3 与这三个二粒子纠缠对(4,5)(6,7)(8,9)所构成的量子体系的总量子态为

$$|\Psi_T\rangle=|\Phi\rangle_{123}\otimes|\Phi\rangle_{45}\otimes|\Phi\rangle_{67}\otimes|\Phi\rangle_{89}.\tag{7}$$

Alice 接着对粒子(1,4)(5,6)(3,8)分别进行 Bell 测量,经过这三次测量后,Bob 处所有可能的结果(64 种)如下:

$$\begin{aligned}&\langle\Phi^{\pm}|_{38}\langle\Phi^{\pm}|_{26}\langle\Phi^{\pm}|_{14}\Psi_T\rangle\\&=(\pm\alpha|001\rangle_{579}\pm\beta|010\rangle_{579}\pm\gamma|100\rangle_{579}\\&\quad+\chi|000\rangle_{579})/\sqrt{8},\end{aligned}\tag{8}$$

$$\begin{aligned}&\langle\Psi^{\pm}|_{38}\langle\Phi^{\pm}|_{26}\langle\Phi^{\pm}|_{14}\Psi_T\rangle\\&=(\pm\alpha|000\rangle_{579}\pm\beta|011\rangle_{579}\pm\gamma|101\rangle_{579}\\&\quad+\chi|001\rangle_{579})/\sqrt{8},\end{aligned}\tag{9}$$

$$\begin{aligned}&\langle\Phi^{\pm}|_{38}\langle\Psi^{\pm}|_{26}\langle\Phi^{\pm}|_{14}\Psi_T\rangle\\&=(\pm\alpha|011\rangle_{579}\pm\beta|000\rangle_{579}\pm\gamma|110\rangle_{579}\\&\quad+\chi|010\rangle_{579})/\sqrt{8},\end{aligned}\tag{10}$$

$$\begin{aligned}&\langle\Phi^{\pm}|_{38}\langle\Phi^{\pm}|_{26}\langle\Psi^{\pm}|_{14}\Psi_T\rangle\\&=(\pm\alpha|101\rangle_{579}\pm\beta|110\rangle_{579}\pm\gamma|000\rangle_{579}\\&\quad+\chi|100\rangle_{579})/\sqrt{8},\end{aligned}\tag{11}$$

$$\begin{aligned}&\langle\Psi^{\pm}|_{38}\langle\Psi^{\pm}|_{26}\langle\Phi^{\pm}|_{14}\Psi_T\rangle\\&=(\pm\alpha|010\rangle_{579}\pm\beta|001\rangle_{579}\pm\gamma|111\rangle_{579}\\&\quad+\chi|011\rangle_{579})/\sqrt{8},\end{aligned}\tag{12}$$

$$\begin{aligned}&\langle\Psi^{\pm}|_{38}\langle\Phi^{\pm}|_{26}\langle\Psi^{\pm}|_{14}\Psi_T\rangle\\&=(\pm\alpha|100\rangle_{579}\pm\beta|111\rangle_{579}\pm\gamma|001\rangle_{579}\\&\quad+\chi|101\rangle_{579})/\sqrt{8},\end{aligned}\tag{13}$$

$$\begin{aligned}&\langle\Phi^{\pm}|_{38}\langle\Psi^{\pm}|_{26}\langle\Psi^{\pm}|_{14}\Psi_T\rangle\\&=(\pm\alpha|111\rangle_{579}\pm\beta|100\rangle_{579}\pm\gamma|010\rangle_{579}\\&\quad+\chi|110\rangle_{579})/\sqrt{8},\end{aligned}\tag{14}$$

$$\begin{aligned}&\langle\Psi^{\pm}|_{38}\langle\Psi^{\pm}|_{26}\langle\Psi^{\pm}|_{14}\Psi_T\rangle\\&=(\pm\alpha|110\rangle_{579}\pm\beta|101\rangle_{579}\pm\gamma|011\rangle_{579}\\&\quad+\chi|111\rangle_{579})/\sqrt{8},\end{aligned}\tag{15}$$

式中 $|\Phi^{\pm}\rangle_{ij}$ 和 $|\Psi^{\pm}\rangle_{ij}$ 为粒子 i 和 j 构成的 Bell 基:

$$|\Phi^{\pm}\rangle_{ij}=\frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle_{ij}\pm|11\rangle_{ij}),\tag{16}$$

$$|\Psi^{\pm}\rangle_{ij}=\frac{1}{\sqrt{2}}(|01\rangle_{ij}\pm|10\rangle_{ij}).\tag{17}$$

显而易见,经过三次 Bell 测量后,最初要传送的粒子 1,2,3 间的纠缠态消失了,而在粒子 5,7,9 中建立起新的纠缠态,该具体过程也可用图 1 至图 4 来说明.

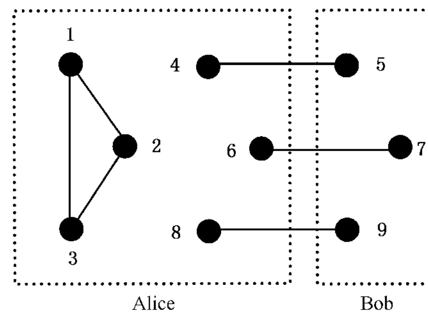

图 1 Alice 想要把三粒子 1,2,3 的纠缠态传给 Bob,三个二粒子的最大纠缠态作为量子通道,粒子 4,6,8 在 Alice 处,粒子 5,7,9 在 Bob 处

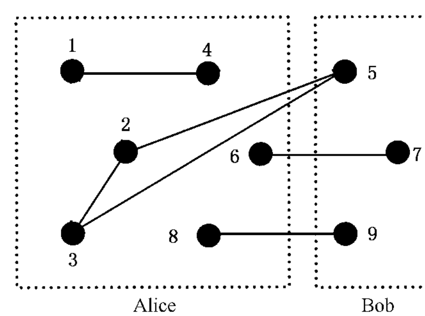

图 2 Alice 对粒子 1,4 进行 Bell 测量后,在粒子 2,3,5 之间建立纠缠

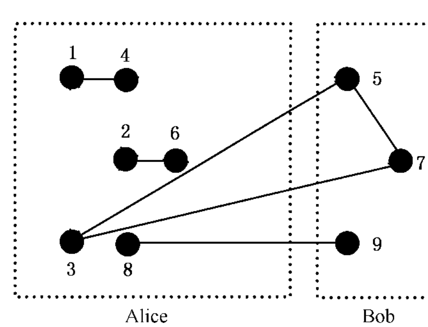

图 3 Alice 对粒子 2,6 进行 Bell 测量后,在粒子 3,5,7 之间建立纠缠

以上工作完成之后,Alice 通过经典信道将测量结果通知 Bob,Bob 根据所得到的经典信息经过局域操作就可以得到所需传送的纠缠 W 态.例如,若经过三次 Bell 测量后的纠缠态为

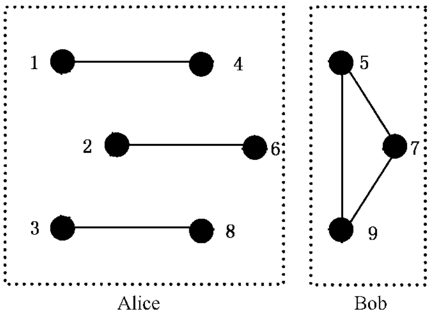

图 4 Alice 对粒子 3,8 进行 Bell 测量后,在粒子 5,7,9 之间建立新的纠缠

$$
\begin{aligned}
&\langle\Psi^-|_{38}\langle\Phi^-|_{26}\langle\Psi^+|_{14}\Psi_{\mathrm T}\rangle\\
&=\frac{1}{\sqrt8}\big(-\alpha|100\rangle_{579}-\beta|111\rangle_{579}\\
&\quad+\gamma|001\rangle_{579}+\chi|101\rangle_{579}\big),
\end{aligned}
$$

则 Bob 可以在该纠缠态上作用一个幺正变换 $U_1=(\sigma_z)_9(\sigma_z)_7(\sigma_x)_5(\sigma_x)_9$,来使它转变为原来的纠缠 W 态(3),这里 $\sigma_i\,(i=x,y,z)$ 为泡利矩阵. 其他 63 种结果也可以用相同的方法使其转变为纠缠 W 态(3). 设幺正变换 $U_1=U(\sigma_z)U(\sigma_x)$, $U(\sigma_x)$ 和 $U(\sigma_z)$ 在各种情况下所对应的操作分别由表 1 和表 2 列出.

表 1 各种情况下 $U(\sigma_x)$ 所对应的操作

粒子 5,7,9 的态	相应的幺正变换 $U(\sigma_x)$
$\langle\Phi^\pm|_{38}\langle\Phi^\pm|_{26}\langle\Phi^\pm|_{14}\Psi_{\mathrm T}\rangle$	I
$\langle\Phi^\pm|_{38}\langle\Phi^\pm|_{26}\langle\Psi^\pm|_{14}\Psi_{\mathrm T}\rangle$	$(\sigma_x)_5$
$\langle\Psi^\pm|_{38}\langle\Psi^\pm|_{26}\langle\Phi^\pm|_{14}\Psi_{\mathrm T}\rangle$	$(\sigma_x)_7$
$\langle\Psi^\pm|_{38}\langle\Phi^\pm|_{26}\langle\Phi^\pm|_{14}\Psi_{\mathrm T}\rangle$	$(\sigma_x)_9$
$\langle\Phi^\pm|_{38}\langle\Psi^\pm|_{26}\langle\Psi^\pm|_{14}\Psi_{\mathrm T}\rangle$	$(\sigma_x)_5(\sigma_x)_7$
$\langle\Psi^\pm|_{38}\langle\Phi^\pm|_{26}\langle\Psi^\pm|_{14}\Psi_{\mathrm T}\rangle$	$(\sigma_x)_5(\sigma_x)_9$
$\langle\Psi^\pm|_{38}\langle\Psi^\pm|_{26}\langle\Phi^\pm|_{14}\Psi_{\mathrm T}\rangle$	$(\sigma_x)_7(\sigma_x)_9$
$\langle\Psi^\pm|_{38}\langle\Psi^\pm|_{26}\langle\Psi^\pm|_{14}\Psi_{\mathrm T}\rangle$	$(\sigma_x)_5(\sigma_x)_7(\sigma_x)_9$

表 2 各种情况下 $U(\sigma_z)$ 所对应的操作

粒子 5,7,9 的态中 α,β,γ 前的符号	相应的幺正变换 $U(\sigma_z)$
$+\alpha,+\beta,+\gamma$	I
$-\alpha,+\beta,+\gamma$	$(\sigma_z)_9$
$+\alpha,-\beta,+\gamma$	$(\sigma_z)_7$
$+\alpha,+\beta,-\gamma$	$(\sigma_z)_5$
$-\alpha,-\beta,+\gamma$	$(\sigma_z)_9(\sigma_z)_7$
$-\alpha,+\beta,-\gamma$	$(\sigma_z)_9(\sigma_z)_5$
$+\alpha,-\beta,-\gamma$	$(\sigma_z)_7(\sigma_z)_5$
$-\alpha,-\beta,-\gamma$	$(\sigma_z)_9(\sigma_z)_7(\sigma_z)_5$

3. 使用非最大纠缠量子信道的三粒子纠缠 W 态的隐形传态

由于损耗和消相干,一个纯粹的量子态是很难保持最大纠缠态的,因此研究非最大纠缠信道的隐形传态有实际意义. 假设 Alice 与 Bob 事先建立的是三个二粒子非最大纠缠通道

$$
\begin{aligned}
&|\Phi'\rangle_{45}=a|00\rangle_{45}+b|11\rangle_{45},\\
&(|a|^2+|b|^2=1\quad|a|\geqslant|b|),
\end{aligned}\tag{18}
$$

$$
\begin{aligned}
&|\Phi'\rangle_{67}=c|00\rangle_{67}+d|11\rangle_{67},\\
&(|c|^2+|d|^2=1\quad|c|\geqslant|d|),
\end{aligned}\tag{19}
$$

$$
\begin{aligned}
&|\Phi'\rangle_{89}=e|00\rangle_{89}+f|11\rangle_{89},\\
&(|e|^2+|f|^2=1\quad|e|\geqslant|f|),
\end{aligned}\tag{20}
$$

于是要传的粒子 1,2,3 与这三个二粒子纠缠对(4,5)(6,7)(8,9)所构成的量子体系的总量子态为

$$
|\Psi'_{\mathrm T}\rangle=|\Phi\rangle_{123}\otimes|\Phi'\rangle_{45}\otimes|\Phi'\rangle_{67}\otimes|\Phi'\rangle_{89}.\tag{21}
$$

Alice 接着对粒子(1,4)(5,6)(3,8)分别进行 Bell 测量,经过这三次测量后,Bob 处所有可能的 64 种结果如下:

$$
\begin{aligned}
&(\pm\alpha\,acf|001\rangle_{579}\pm\beta\,ade|010\rangle_{579}\pm\gamma\,bce|100\rangle_{579}\\
&+\chi\,ace|000\rangle_{579})/2\sqrt2,
\end{aligned}\tag{22}
$$

$$
\begin{aligned}
&(\pm\alpha\,ace|000\rangle_{579}\pm\beta\,adf|011\rangle_{579}\pm\gamma\,bcf|001\rangle_{579}\\
&+\chi\,acf|001\rangle_{579})/2\sqrt2,
\end{aligned}\tag{23}
$$

$$
\begin{aligned}
&(\pm\alpha\,adf|011\rangle_{579}\pm\beta\,ace|000\rangle_{579}\pm\gamma\,bde|110\rangle_{579}\\
&+\chi\,ade|010\rangle_{579})/2\sqrt2,
\end{aligned}\tag{24}
$$

$$
\begin{aligned}
&(\pm\alpha\,bcf|101\rangle_{579}\pm\beta\,bde|110\rangle_{579}\pm\gamma\,ace|000\rangle_{579}\\
&+\chi\,bce|100\rangle_{579})/2\sqrt2,
\end{aligned}\tag{25}
$$

$$
\begin{aligned}
&(\pm\alpha\,ade|010\rangle_{579}\pm\beta\,acf|001\rangle_{579}\pm\gamma\,bdf|111\rangle_{579}\\
&+\chi\,adf|011\rangle_{579})/2\sqrt2,
\end{aligned}\tag{26}
$$

$$
\begin{aligned}
&(\pm\alpha\,bce|100\rangle_{579}\pm\beta\,bdf|111\rangle_{579}\pm\gamma\,acf|001\rangle_{579}\\
&+\chi\,bcf|101\rangle_{579})/2\sqrt2,
\end{aligned}\tag{27}
$$

$$
\begin{aligned}
&(\pm\alpha\,bdf|111\rangle_{579}\pm\beta\,bce|100\rangle_{579}\pm\gamma\,ade|010\rangle_{579}\\
&+\chi\,bde|110\rangle_{579})/2\sqrt2,
\end{aligned}\tag{28}
$$

$$
\begin{aligned}
&(\pm\alpha\,bde|110\rangle_{579}\pm\beta\,bcf|101\rangle_{579}\pm\gamma\,adf|011\rangle_{579}\\
&+\chi\,bdf|111\rangle_{579})/2\sqrt2.
\end{aligned}\tag{29}
$$

以上的工作完成之后,Alice 通过经典通道将测量结果通知 Bob,但 Bob 不可能单纯通过幺正变换得到原来的纠缠 W 态(3),这是因为非最大纠缠信道已使得被传送的量子态畸变,而畸变态中含有未

知的信道参数 a,b,c,d,e,f 等.文献[13]提出了概率隐形传态的概念,并通过引进一个初态为 $|0\rangle_A$ 的辅助比特来构造一个特殊的幺正转换矩阵,使畸变的量子态得到恢复.这种方法后来被应用于二粒子纠缠态[6]和三粒子纠缠 GHZ 态[7]的概率隐形传态,但是我们发现它不能直接应用于纠缠 W 态的概率隐形传态.

为了解决使用非最大纠缠信道的纠缠 W 态的概率隐形传态问题,现提出以下方法:首先,对粒子 5,7,9 作用第 1 节中已给出的变换 U_1,并再做控制-非操作 $U_2=(U_{\rm CNOT})_{57}(U_{\rm CNOT})_{59}$,可将(17)—(24)式中 α,β,γ 和 χ 后面的态分别转换为 $|001\rangle_{579}$, $|010\rangle_{579}$, $|111\rangle_{579}$ 和 $|000\rangle_{579}$;然后,引进一个初态为 $|0\rangle_A$ 的辅助比特,并且以 $\{|010\rangle_{79A}, |100\rangle_{79A}, |110\rangle_{79A}, |000\rangle_{79A}, |011\rangle_{79A}, |101\rangle_{79A}, |111\rangle_{79A}, |001\rangle_{79A}\}$ 为基构造一个 8 维幺正转换矩阵:

$$U_2=\begin{pmatrix}A_1 & A_2\\ A_2 & -A_1\end{pmatrix},\tag{30}$$

式中 $A_i(i=1,2)$ 为 4×4 的对角矩阵,可以表示为

$$A_1=\mathrm{diag}(H_1,H_2,H_3,H_4),\tag{31}$$

$$A_2=\mathrm{diag}\left(\sqrt{1-H_1^2},\sqrt{1-H_2^2},\sqrt{1-H_3^2},\sqrt{1-H_4^2}\right),\tag{32}$$

式中 $H_i(i=1,2,3,4)$ 的值依靠于粒子的态,具体的取值见表 3,再对粒子 7,9,A 作用 U_2,即可以一定的概率将畸变的态恢复为原来的纠缠 W 态.

表 3　对应于粒子 5,7,9 的不同态 H_1,H_2,H_3,H_4 的取值

粒子 5,7,9 的态	H_1	H_2	H_3	H_4
$U_1\langle\Phi^\pm\vert_{38}\langle\Phi^\pm\vert_{26}\langle\Phi^\pm\vert_{14}\Psi'_{\rm T}\rangle$	bd/ac	bf/ae	df/ce	bdf/ace
$U_1\langle\Psi^\pm\vert_{38}\langle\Phi^\pm\vert_{26}\langle\Phi^\pm\vert_{14}\Psi'_{\rm T}\rangle$	bdf/ace	b/a	d/c	bd/ac
$U_1\langle\Phi^\pm\vert_{38}\langle\Psi^\pm\vert_{26}\langle\Phi^\pm\vert_{14}\Psi'_{\rm T}\rangle$	b/a	bdf/ace	f/e	bf/ae
$U_1\langle\Phi^\pm\vert_{38}\langle\Phi^\pm\vert_{26}\langle\Psi^\pm\vert_{14}\Psi'_{\rm T}\rangle$	d/c	f/e	bdf/ace	df/ce
$U_1\langle\Psi^\pm\vert_{38}\langle\Psi^\pm\vert_{26}\langle\Phi^\pm\vert_{14}\Psi'_{\rm T}\rangle$	bf/ae	bd/ac	1	b/a
$U_1\langle\Psi^\pm\vert_{38}\langle\Phi^\pm\vert_{26}\langle\Psi^\pm\vert_{14}\Psi'_{\rm T}\rangle$	df/ce	1	bd/ac	d/c
$U_1\langle\Phi^\pm\vert_{38}\langle\Psi^\pm\vert_{26}\langle\Psi^\pm\vert_{14}\Psi'_{\rm T}\rangle$	1	df/ce	bf/ae	f/e
$U_1\langle\Psi^\pm\vert_{38}\langle\Psi^\pm\vert_{26}\langle\Psi^\pm\vert_{14}\Psi'_{\rm T}\rangle$	f/e	d/c	b/a	1

例如,对于态

$$(\alpha\, acf|001\rangle_{579}+\beta\, ade|010\rangle_{579}+\gamma\, bce|111\rangle_{579}+\chi\, ace|000\rangle_{579})/2\sqrt{2},\tag{33}$$

若取

$$A_1=\mathrm{diag}\left(\frac{bd}{ac},\frac{bf}{ae},\frac{df}{ce},\frac{bdf}{ace}\right),\tag{34}$$

$$A_2=\mathrm{diag}\left(\sqrt{1-\left(\frac{bd}{ac}\right)^2},\sqrt{1-\left(\frac{bf}{ae}\right)^2},\sqrt{1-\left(\frac{df}{ce}\right)^2},\sqrt{1-\left(\frac{bdf}{ace}\right)^2}\right),\tag{35}$$

则幺正变换矩阵 U_2 就会将

$$\frac{1}{2\sqrt{2}}(\alpha\, acf|001\rangle_{579}+\beta\, ade|010\rangle_{579}+\gamma\, bce|111\rangle_{579}+\chi\, ace|000\rangle_{579})\otimes|0\rangle_A\tag{36}$$

转换为

$$\begin{aligned}\frac{1}{2\sqrt{2}}\Big[&bdf(\alpha|001\rangle_{579}+\beta|010\rangle_{579}+\gamma|111\rangle_{579}\\&+\chi|000\rangle_{579})|0\rangle_A+\Big(\alpha\, acf\sqrt{1-\left(\frac{bd}{ac}\right)^2}|001\rangle\\&+\beta\, ade\sqrt{1-\left(\frac{bf}{ae}\right)^2}|010\rangle+\gamma\, bce\sqrt{1-\left(\frac{df}{ce}\right)^2}|111\rangle\\&+\chi\, ace\sqrt{1-\left(\frac{bdf}{ace}\right)^2}|000\rangle_{579}\Big)|1\rangle_A\Big].\end{aligned}\tag{37}$$

然后 Bob 对粒子 A 进行测量,若测得的结果为 $|1\rangle_A$,则隐形传态失败;若测得的结果为 $|0\rangle_A$,再做操作控制-非操作 $U_2=(U_{\rm CNOT})_{57}(U_{\rm CNOT})_{59}$,就可以得到要传的纠缠 W 态(3),隐形传态成功,且成功的概率为 $\frac{|bdf|^2}{8}$.其余的 63 种态可以用同样的方法进行转换,成功的概率均为 $\frac{|bdf|^2}{8}$,所以成功的总概率为 $\frac{|bdf|^2}{8}\times64=8|bdf|^2$.显然,当信道为最大纠缠态,亦即当 $|a|=|b|=|c|=|d|=|e|=|f|=\frac{1}{\sqrt{2}}$ 时,隐形传态成功的概率为 $8|bdf|^2=1$.

4. 结　　论

本文描述了一个利用三对二粒子纠缠态来传送未知三粒子纠缠 W 态的方案,并且通过引进一个辅助粒子 A 和构造一个 8×8 变换矩阵,解决了使用非最大纠缠量子信道时态畸变的恢复问题.由于二粒子纠缠比三粒子纠缠更容易制备,因此本文的方案比用一个二粒子纠缠和一个三粒子纠缠作量子信道的方案[12]更容易实现,并且这里的幺正变换 U_1 也比文献[14]中的简单.对于一个任意的三粒子纠缠态,可以首先将它通过 SLOCC 转换为纠缠 W 态或者纠缠 GHZ 态,再利用这两种纠缠态的隐形传态的方案,就可以实现任意三粒子纠缠态的隐形传态.

[1] Bennett C H, Brassard G, Crepeau C, Jozsa R, Peres A and Wootters W K 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1895
Bouwmeester D, Pan J W, Matter K, Eibl M, Weinfuter H and Zeilinger A 1997 *Nature* **390** 575
[2] Grover L K 1997 *Preprint* quant-ph/9704012
Cirac J I, Ekert A, Huelga S F and Macchiavello C 1999 *Phys. Rev.* A **59** 4249
[3] Murao M, Jonathan D, Plenio M B and Vedral V 1999 *Phys. Rev.* A **59** 156
[4] Huelga S F, Vaccaro J A, Chefles A and Plenio M B 2001 *Phys. Rev.* A **63** 42303
[5] Gorbachev V N and Trubilko A I 2000 *Sov. Phys. JETP* **91** 894
[6] Shi B S, Jiang Y N and Guo G C 2000 *Phys Lett.* A **268** 161
[7] Xu X M and Luo W D 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 2154 (in Chinese) [许雪梅、罗文东 1999 物理学报 **48** 2154]
[8] Ye L, Yao C M and Guo G C 2001 *Chin. Phys.* **10** 1001
[9] Lu H 2001 *Chin. Phys. Lett.* **18** 1004
[10] Yang C D and Guo G C 1999 *Chin. Phys. Lett.* **16** 628
[11] Dür W, Vidal G and Cirac J I 2000 *Phys. Rev.* A **62** 62314
[12] Acín A *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 1560
[13] Li W L, Li C F and Guo G C 2000 *Phys. Rev.* A **61** 34301
[14] Zheng Y Z, Gu Y J and Guo G C 2002 *Chin. Phys.* **11** 537

Teleportation of a three-particle entangled W state through two-particle entangled quantum channels*

Zheng Yi-Zhuang[1)2)] Dai Ling-Yu[1)] Guo Guang-Can[2)]

[1)] (*Department of Physics and Electrical Information Science, Wenzhou Normal College, Wenzhou* 325027, *China*)

[2)] (*Key Laboratory of Quantum Information, University of Science and Technology of China, Hefei* 230026, *China*)

(Received 18 September 2002; revised manuscript received 23 January 2003)

Abstract

We propose a scheme for teleportation of a three-particle entangled W state through two-particle entangled quantum channels. Firstly, the maximally entangled states are taken as quantum channels, then, the case of nonmaximally entangled channels is considered. We find that when the channels are nonmaximally entangled states, by introducing an ancillary qubit and constructing an unitary transformation properly, teleportation of three-particle entangled W state can be implemented with certain probability.

Keywords: teleportation, three-particle entanglement, entangled W state, nonmaximally entangled quantum channels

PACC: 0365

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 19874056), and the Natural Science Foundation of Zhejiang Province, China (Grant No. 102068).